CdSに於ける超音波増巾とnon Ohmic E-I特性(II.各報告者のレポート,基研「二次相転移及び不可逆過程の基礎理論研究会」報告)

山田, 一雄

CdS に於ける超音波増巾と non Ohmic E−I 特性

山　田　一　雄

圧電性結晶であるCdSで、表題のような現象が注目されている。何れも光電子の電場Eによるdrift velocity $v_0 = (\mu E)$ が音速 C_S を越えた時に起きる。ここではこのphonon instability の問題をdrift している電子とpiezo electric acoustic phonon との相互作用という面から考え、現象論的picture (超音波増巾の実験は半定量的にはこれでよい) 及び電子−フォノンの衝突 (real collision process) という picture を夫々音波の波長の長い時短い時の取扱いとして含むようなkinetic formulation を試みた。波数kの phonon (音波) の基準座標の運動及び相互作用によりその運動に関与する電子の揺動を電子の分布函数の運動方程式から求める。それは電子と piezo acoustic 及び optical phonon との相互作用を考慮して或る近似のもとに導かれる。$k\ell>1$, $k\ell<1$ のcase に対して (ℓは常温の CdS では optical phonon との衝突により決まつておる平均自由行程で $\simeq 10^{-6}$ cm である) $\omega = \omega_1 + i\,\omega_2$ は夫々 $(\omega_1 > \omega_2)$, $k\ell < 1$ では

$$\omega_1^2/k^2 = \frac{c}{\rho} + \frac{4\pi d^2}{\epsilon\ \rho} \cdot \frac{(\frac{\omega_1}{\omega_C}\gamma)^2 + \frac{k^2}{k_D^2}(1+\frac{k^2}{k_D^2})}{(\frac{\omega_1}{\omega_C}\gamma)^2 + (1+\frac{k^2}{k_D^2})^2}\ ,$$

$$2\,\omega_2 = \frac{4\pi d^2}{\epsilon\ \rho}\ \frac{k^2}{\omega_C}\gamma\left[(\frac{\omega}{\omega_C}\gamma)^2 + (1+\frac{k^2}{k_D^2})^2\right]^{-1} \qquad \text{(A)}$$

$k\ell > 1$ では

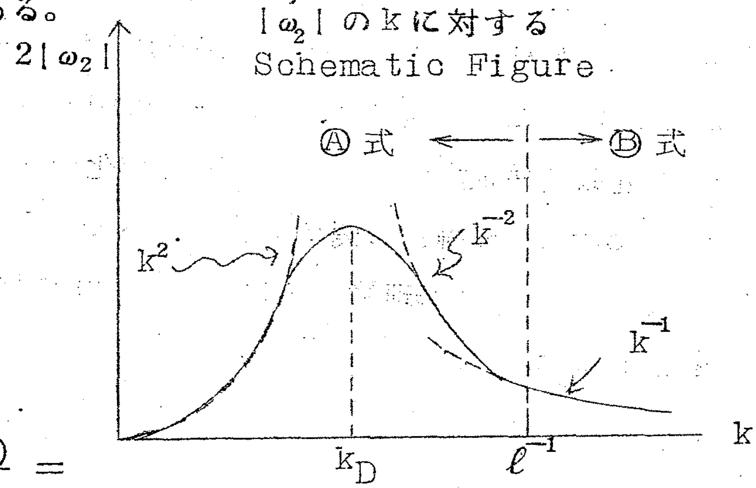
$$\omega_1^2/k^2 = \frac{c}{\rho} + \frac{4\pi d^2}{\epsilon\ \rho} \cdot \frac{k^2}{k^2 + k_D^2}\ ,$$

$$2\,\omega_2 = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\ \frac{4\pi d^2}{\epsilon\ \rho}\ \frac{k_D^3}{\omega_p k}(1+\frac{k_D^2}{k^2})^{-2}\ \gamma\ e^{-\frac{m v_0^2}{2kT}} \qquad \text{(B)}$$

ここで ρ ，c，ϵ ，dは夫々密度，弾性定数，誘電率，圧電係数，

$\gamma = 1 - \frac{\vec{k}\cdot\vec{v}_0}{\omega_1}$ ，$\omega_c = 4\pi\sigma/\epsilon$ ，$\sigma = ne\mu$ ，$k_D^2 = 4\pi ne^2/\epsilon kT$ ，$\omega_p^2 = 4\pi ne^2/m\epsilon$。

$1 + k^2/k_D^2$ は shilding effect である。$\gamma < 0$ になると何れも $\omega_2 < 0$ となり amplify を示す。$k\ell < 1$ の結果はHutson 等により得られている結果であり後者はphonon が直接電子との衝突（energy-momentum を保存する）による減衰或は増巾率である。その結果を図示する。k_D は photo-electron の数により、動くが、（$T = 300°K$ として σ が $10^{-5} \sim 1\,\Omega^{-1}cm^{-1}$ に対して $10^{+3} \sim 10^5\,cm^{-1}$）$\ell^{-1}$ はそれより大である。



次にdrift velocity v_0 が大きくなつた時の電流は、空間的には一様な電子の分布函数f(o，p，t) に対する Kinetic equation

$$\frac{\partial f(o,p,t)}{\partial t} + e\vec{E}\cdot\frac{\partial f(o,p,t)}{\partial \vec{p}} = -\frac{f(o,p,t) - f^e}{\tau} + \sum_q i\vec{q}(V_q Q_q + \varphi_q n_q)\frac{\partial f(-q,p,t)}{\partial \vec{p}}$$

から求められる。但し $V_q = \frac{4\pi ed}{\sqrt{\rho\epsilon}}$ ，$\varphi_q = \frac{4\pi e^2}{\epsilon q^2}$ ，$n_q = \int f(q,p,t)\,d\vec{p}$ ，Q_q は音波のnormal coordinate，τ は optical phonon によるrelaxation time．f(−q，p，t)に対する方程式は、前に分散式の議論の基礎になつたもので、それは Q_q に依つて決る。n_q の項は電子間クローンのDynamical Hartree 近似による項でshielding effect を与える。問題は Q_q の決定であつて、それは3−phonon process (nuharmonic term から来る) 或はboundary conditions によつて決まるものである。ここでの話は全て古典的な話であるが、量子論にも同様な議論は行える。